

12
Генерация наносекундных нейтронных импульсов в вакуумных ускорительных трубках

© А.Н. Диденко,¹ А.Е. Шиканов,¹ В.И. Ращиков,¹ В.И. Рыжков,² В.Л. Шатохин¹

¹ Национальный исследовательский ядерный университет „МИФИ“,
 115409 Москва, Россия

² Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н.Л. Духова,
 127055 Москва, Россия
 e-mail: vlshatokhin@mephi.ru

(Поступило в Редакцию 20 июня 2013 г.)

Рассмотрены вопросы генерации нейтронных импульсов с длительностью 1–100 ns с использованием малогабаритных вакуумных ускорительных трубок. Описаны две физические модели ускорения коротких дейтронных пакетов в импульсных нейтронных генераторах. В результате компьютерного моделирования были получены зависимости мгновенного нейтронного потока ускорительных трубок от параметров импульсных нейтронных генераторов. Приведены результаты экспериментального исследования короткоимпульсных нейтронных генераторов на базе ускорительной трубки с вакуумно-дуговым источником дейтронов, включенной по схеме с разрядником-обострителем, и ускорительной трубки с лазерным источником дейтронов, подключенной по схеме Аркадьева-Маркса. В экспериментах нейтронный выход за импульс достигал 10^7 при длительностях импульса 10–100 ns. Полученные экспериментальные данные находятся в удовлетворительном совпадении с данными компьютерного моделирования.

Введение

В настоящее время в прикладной ядерной физике можно выделить ряд важных направлений, где требуются излучатели нейтронных импульсов малой длительности (от единиц до сотен наносекунд) на базе ускорительных трубок (УТ). К ним относятся: обнаружение взрывчатых веществ, наркотиков и делящихся материалов, нейтронная радиография быстротекающих процессов на базе портативного оборудования, времяпролетная спектрометрия нейтронов при элементном анализе, тестирование детекторов нейтронов, излучаемых в термоядерных реакциях за короткие времена ($\sim 10^{-9}$ s) [1–5].

Реализация наносекундных режимов генерации нейтронов связана с необходимостью формирования чрезвычайно коротких пакетов ускоренных дейтронов, бомбардирующих мишень УТ. В настоящей работе рассмотрены вопросы генерации нейтронных полей с подобной временной структурой с использованием вакуумных нейтронных трубок (ВНТ). Исследование процессов генерации коротких нейтронных импульсов с помощью ВНТ и разработка соответствующих технических решений, направленных на создание импульсных нейтронных генераторов (ИНГ) с такими временными характеристиками, представляет собой сложную, требующую эффективного решения задачу.

Ниже будут рассмотрены две возможные схемы генерации коротких нейтронных импульсов. Первая схема соответствует квазистационарному случаю, когда длительность импульса дейтронного тока существенно превышает пролетное время дейтрона в диодном зазоре УТ и ускоряющий зазор практически всегда заполнен объемным зарядом дейтронов. Тогда для описания процессов формирования и ускорения дейтронных пакетов

в УТ можно с хорошей точностью использовать модель Богуславского-Чайлда-Ленгмюра (БЧЛ). Реализация короткоимпульсного режима по этой схеме осуществляется или за счет быстрого извлечения дейтронов из плазмы ионного источника сильным электрическим полем или с использованием разрядника-обострителя.

Вторая схема соответствует нестационарному случаю, когда длительность импульса дейтронного тока меньше или порядка пролетного времени дейтрона и ускоряющий зазор только частично заполнен объемным зарядом. В данной ситуации теория БЧЛ не работает, и для моделирования процесса формирования и ускорения дейтронных пакетов необходимо самосогласованно использовать уравнение Пуассона совместно с системой уравнений динамики, решая их численными методами [6]. В этом случае реализация режима генерации коротких нейтронных импульсов должна осуществляться с использованием специальной системы формирования короткого импульса дейтронного тока на выходе из ионного источника (см., например, [7]).

1. Квазистационарная модель генерации коротких нейтронных импульсов в ИНГ на базе ВНТ

В этом случае время пролета дейтроном ускоряющего зазора τ_{tr} определяется из уравнения

$$\int_0^{\tau_{tr}} \left[\int_0^t U(t) dt \right] dt = \frac{d^2 M_d}{e},$$

где e — элементарный электрический заряд, d — ширина ускоряющего зазора, M_d — масса дейтрона,

$U(t)$ — зависимость ускоряющего напряжения от времени. Длительность ускоряющего импульса может достигать значений ~ 100 ns.

За процесс извлечения дейтронов из плазмы ионного источника отвечают два фактора: тепловое движение дейтронов и колебания Ленгмюра в области, прилегающей к плазменной границе. В процессе извлечения дейтронов из плазменного образования его граница перемещается. Кинематика такого перемещения определяется полем скоростей в продольной ударной волне, образуемой при срабатывании источника дейтронов, и уменьшением продольного размера плазменного облака в результате отбора дейтронов. Изменение во времени продольной координаты плазменного фронта можно описать следующим приближенным дифференциальным уравнением [8]:

$$\frac{dz}{dt} = \frac{V_d(z + h_0)}{b_0 + V_d t} - \frac{j(z, t)}{en(t)} \quad (1)$$

с начальным условием $z(0) = h_0$. Здесь z — текущая продольная координата плазменного фронта, h_0 — расстояние от места образования плазмы до ускоряющего зазора, b_0 — размер плазменного образования на стадии закалки его ионизационного состояния, $n(t)$ — текущая концентрация дейтронов и электронов в плазме, V_d — начальная скорость плазменного фронта, $j(z, t) = \min\{j_{BCL}, j_D\}$,

$$j_{BCL}(z, t, u) \approx \frac{4\epsilon_0}{9} \sqrt{\frac{e}{M_d}} \frac{f(u)}{[h_0 + z - d]^2} U(t)^{3/2}$$

— плотность тока БЧЛ, $f(u)$ — фактор компенсации объемного заряда дейтронов электронами с катода,

$$u = \sqrt{m/M_d}(I_e/I_d)$$

— относительный электронный ток, I_e, I_d — электронный и дейтронный токи в ускоряющем зазоре ВНТ, m — масса электрона,

$$j_D \approx \frac{eN_d}{\pi R_A^2 b_0} \left(1 + \frac{V_d t}{b_0}\right)^{-5/4} \left(0.4 \sqrt{\frac{2e\theta_0}{M_d}} + \frac{V_d}{\pi}\right) \times \left[1 + \left(1 + \frac{V_d t}{b_0}\right)^{-1/12}\right]$$

— плотность эмиссионного тока дейтронов [8], R_A — радиус анодного электрода, θ_0 — начальная температура плазмы, N_d — число дейтронов в плазме на стадии закалки ионизационного состояния.

Анализ уравнения (1) показывает, что сначала плазменная граница движется в направлении катода, а затем, по мере убывания концентрации дейтронов, она останавливается и начинает быстро перемещаться назад.

Зависимость ускоряющего напряжения от времени можно получить при решении самосогласованной системы дифференциальных уравнений (СДУ), составленной

по правилам Кирхгофа для эквивалентной электрической схемы ИНГ на основе высоковольтного импульсного трансформатора в сочетании с уравнением (1).

Для рассмотрения процессов формирования и ускорения дейтронных пакетов можно использовать упрощенный алгоритм, путем введения эквивалентной динамической проводимости диода.

При расчете зависимости $U(t)$ для ИНГ с разрядником-обострителем, характеризуемым пробойным напряжением U_b , также использовалась аналогичная упрощенная СДУ, составленная в предположении слабого влияния индуктивности намагничивания на процесс формирования ускоряющего напряжения после срабатывания разрядника-обострителя, с начальным условием $U(0) = U_b$. При этом отсчет времени осуществлялся с момента срабатывания разрядника без учета происходящих в нем переходных процессов.

Мгновенный нейтронный поток ВНТ в полный телесный угол рассчитывался с помощью следующего интегрального выражения [9]:

$$\Phi(t, u) = G(s) I_d(t, u) \int_0^{10^{-3}U(t, u)} \frac{\sigma(W)dW}{F(W, s)}, \quad (2)$$

где

$$G(s) = \frac{N_A}{e} \frac{s\rho(s)}{A + A_H s} = \frac{N_A}{e} \frac{s\rho_M}{A_M \chi(s)},$$

N_A — число Авогадро, A — атомный номер элемента-носителя мишени, A_H — атомный номер изотопа водорода в мишени (дейтерий или тритий), A_M — атомный номер металла-носителя мишени (Ti, Sc, Zr), s — коэффициент стехиометрии в мишени по тяжелому водороду, $\rho(s)$ — плотность вещества мишени, ρ_M — плотность металла-носителя, W — кинетическая энергия ускоренного дейтрона, измеряемая в MeV, $\chi(s) \approx 1 + 0.02s$ — коэффициент разбухания мишени при ее насыщении, $\sigma(W)$ — микросечение ядерной реакции, $F(W, s)$ — энергетические потери дейтрона на единицу длины.

На рис. 1 представлены зависимости мгновенного нейтронного потока $\Phi(t, u)$ для различных значений относительного электронного тока u (реакция $D(d, n)^3He$), рассчитанные по формуле (2).

Анализ приведенных зависимостей говорит о существенном влиянии эмиссионных электронов (параметр u) на процесс генерации нейтронов при ограниченной энергии, запасаемой в накопительной емкости высоковольтной цепи ИНГ. Оно сводится к уменьшению амплитуды и длительности нейтронного импульса с ростом параметра u , определяющего количество эмиссионных электронов в диодной системе ВНТ.

Пересчет на реакцию $T(d, n)^4He$ показал возможность генерации нейтронов за импульс на уровне $\geq 10^8$ при длительности импульса ~ 100 ns.

Другой вывод, который можно сделать на основе проведенного компьютерного эксперимента, — это ограничение снизу на длительность нейтронного импульса,

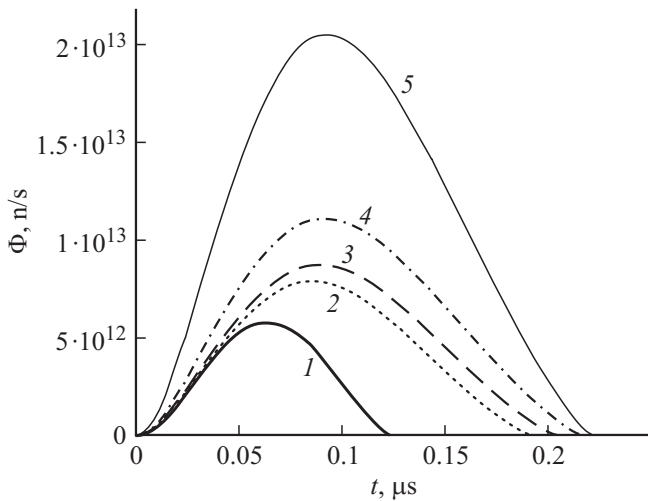


Рис. 1. Временные зависимости мгновенного нейтронного потока $\Phi(t, u)$: 1 — $\Phi(t, 0.5)$, 2 — $\Phi(t, 0.1)$, 3 — $\Phi(t, 0.05)$, 4 — $\Phi(t, 0.01)$, 5 — $\Phi(t, 0)$.

возникающее за счет конечного времени пролета плазмы внутри экранирующего цилиндрического электрода, охватывающего источник дейтронов, оцениваемое отношением h_0/V_d , которое для случая вакуумно-дугового источника дейтронов (ВДИД) [9] не может быть сделано сколь угодно малым из-за его конечных размеров. Поэтому схема генерации наносекундных нейтронных импульсов в ВНТ на базе ВДИД без использования разряднико-обострителя мало перспективна. В этом случае более целесообразно использовать лазерный источник дейтронов (ЛИД) [9,10].

Характерные расчетные кривые $\Phi(t, u)$ для ИНГ с разряднико-обострителем ($U_b = 100 \text{ kV}$) для различ-

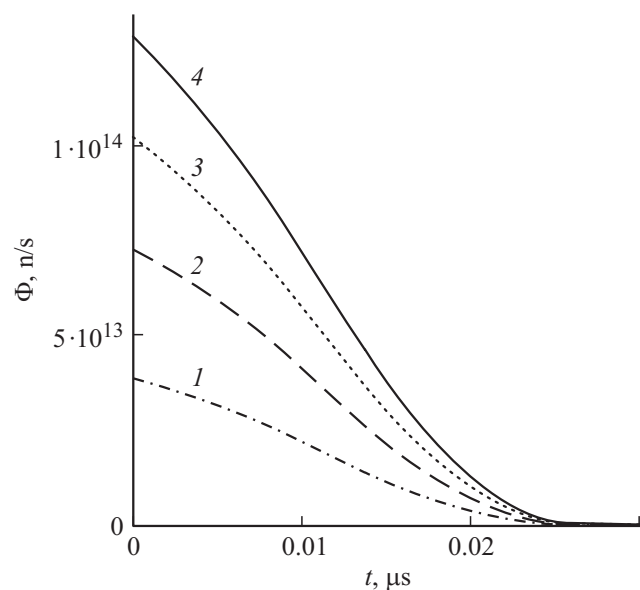


Рис. 2. Временные зависимости мгновенного нейтронного потока $\Phi(t, u)$ (схема с разряднико-обострителем): 1 — $\Phi(t, 0.5)$, 2 — $\Phi(t, 1)$, 3 — $\Phi(t, 1.5)$, 4 — $\Phi(t, 2)$.

ных значений относительного электронного тока (реакция $D(d,n)^3\text{He}$), полученные в диапазоне времен 1–30 ns без учета переходного процесса в разряднике, представлены на рис. 2. По оценкам время, за которое $\Phi(t, u)$ нарастает от 0 до максимального значения, составляет величину $\sim 1 \text{ ns}$.

2. Особенности генерации нейтронных импульсов с длительностью, меньшей или соизмеримой с временем пролета дейтрона в ускоряющем зазоре ВНТ

В этом случае время пролета дейтроном ускоряющего зазора определяется следующей формулой:

$$\tau_{tr} = \tau + \left(\int_0^\tau U(t) dt \right)^{-1} \left\{ \frac{M_d d^2}{e} - \int_0^\tau \left[\int_0^\omega U(t) dt \right] d\omega \right\}.$$

Здесь τ — длительность ускоряющего импульса по основанию.

Соответствующие вычисления показывают, что в малогабаритных УТ пролетное время дейтрона может изменяться в пределах от 2 до 10 ns. В этом случае процесс формирования и ускорения дейтронных пакетов в принципе не может быть описан в рамках квазистационарной модели БЧЛ, так как большинство времени ускоряющий зазор диода оказывается не до конца заполненным объемным зарядом дейтронов.

Для анализа процессов ускорения дейтронов и генерации нейтронов в этом режиме осуществлялось численное моделирование путем приближенного решения на компьютере самосогласованным образом уравнения Пуассона для потенциала электрического поля φ в цилиндрической системе координат (r, z) и системы уравнений динамики

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} r \frac{d\varphi}{dr} + \frac{d^2\varphi}{dz^2} = - \frac{\rho(r, z)}{\epsilon_0} \begin{cases} \frac{d\mathbf{v}_{k\alpha}}{dt} = - \frac{q_{k\alpha}}{\mu_{k\alpha}} \nabla\varphi(\mathbf{r}_{k\alpha}), \\ \frac{d\mathbf{r}_{k\alpha}}{dt} = \mathbf{v}_{k\alpha}, \end{cases}$$

где $\rho(r, z)$ — самосогласованная плотность заряда в ускоряющем зазоре диода, $q_{k\alpha}$, $\mu_{k\alpha}$, $\mathbf{r}_{k\alpha}$, $\mathbf{v}_{k\alpha}$ — заряд, масса, радиус-вектор и скорость укрупненной частицы с номером $k\alpha$. Индекс k определяет состав крупной частицы ($k = 1$ — электроны, $k = 2$ — дейтроны), α — номер крупной частицы.

В используемой вычислительной модели реальные частицы объединяются в укрупненные, число которых на много порядков ниже числа реальных частиц („метод крупных частиц“). Полевые величины, которые заполняют все пространство физической системы, приближенно

представляются значениями в регулярно расположенных узлах сетки.

Принятая модель является бесстолкновительной, в которой взаимодействия на уровне микрочастиц как такового нет. При этом материальные точки размываются в непрерывные образования, а дифференциальные операторы заменяются конечно-разностными аппроксимациями на сетке. Потенциалы в месте расположения крупной частицы вычисляются посредством интерполяции по массиву сеточных значений. Сеточные плотности рассчитываются с помощью обратной процедуры задачи характеристик частицы в ближайшие узлы сетки. Количество частиц $N(t)$ с течением времени меняется вследствие поступления (эмиссии, инжекции) и ухода частиц через границы области.

В результате проведенного компьютерного эксперимента была установлена следующая картина заполнения диода дейтронами.

На первом этапе вылетевшие с анода дейтроны постепенно заполняют все диодное пространство. Однако количество дейтронов на аноде постоянно растет. Это объясняется тем фактом, что по мере заполнения диода собственное кулоновское поле дейтронов, находящихся внутри диода, растет, причем на аноде появляется сильное продольное тормозящее дейтроны поле. По окончании поданного на диод импульса эмиссия прекращается, и оставшиеся дейтроны покидают диодное пространство. Кулоновское поле пучка в диоде на этом этапе постепенно убывает. По мере движения к катоду однородность пучка нарушается, а радиус его растет, что объясняется влиянием собственного кулоновского поля. При этом часть дейтронов не достигают катода. Собственное поле дейтронного потока оказывается по порядку величины сравнимым с внешним полем, что и приводит к его расплыванию в продольном и поперечном направлениях.

Проводился также расчет зависимостей потока Q ускоренных дейтронов, попадающих на мишень УТ, от эмиссионного тока источника дейтронов и ширины ускоряющего зазора d для фиксированной амплитуды напряжения на ускоряющем зазоре (рис. 3). Из рис. 3

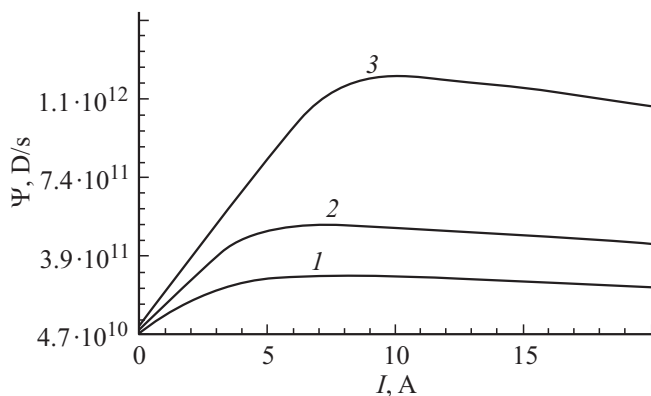


Рис. 3. Характерные зависимости потока дейтронов от тока эмиссии для разных длин диодного промежутка: 1 — 0.01, 2 — 0.0075, 3 — 0.005 м.

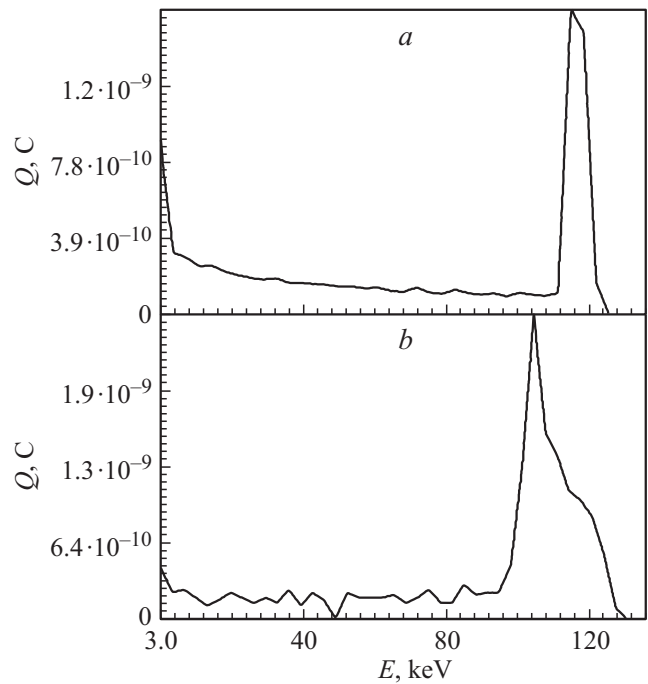


Рис. 4. Энергетические спектры ускоренных дейтронов на мишени при разном эмиссионном токе дейтронов I_{in} : а — 1, б — 15 А.

видно наличие у кривых плавного максимума. Спад кривой в правой части связан с запираем диода объемным зарядом и расплыванием дейтронного тока.

На рис. 4 представлены дифференциальные энергетические спектры дейтронов dq/dW на выходе, рассчитанные для двух значений тока инжекции дейтронов I_{in} . По вертикальной оси на графиках отложен заряд дейтронов, по горизонтальной — энергия. Из рис. 4 видно, что спектр дейтронов расплывается с ростом тока инжекции, что также связано с влиянием объемного заряда. Размывание спектра вызвано наличием собственного поля пучка.

Полученные энергетические спектры позволили сделать расчет нейтронного выхода за импульс по формуле

$$\Phi = \frac{sn_n}{e\tau} \sum_i q_i \int_0^W \frac{\sigma(W)}{F(W)} dW, \quad (3)$$

где n_n — концентрация ядер металла-носителя мишени,

$$q_i \approx \left. \frac{dq}{dW} \right|_{W_i} (W_i - W_{i-1})$$

— заряд группы дейтронов, соответствующий энергии W_i (MeV). Расчет проводился для титановой мишени ($s = 1$), при напряжении 100 kV и длительности импульса 10 ns.

На рис. 5 представлены характерные расчетные зависимости мгновенного нейтронного потока, излучаемого ВНТ, от эмиссионного тока дейтронов и длительности

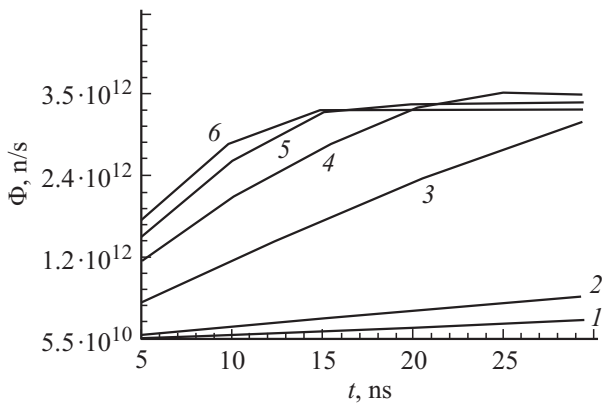


Рис. 5. Зависимости мгновенного нейтронного потока (в относительных единицах) от длительности импульса ускоряющего напряжения; I_{in} : 1 — 0.5, 2 — 1, 3 — 5, 4 — 10, 5 — 15, 6 — 20 А.

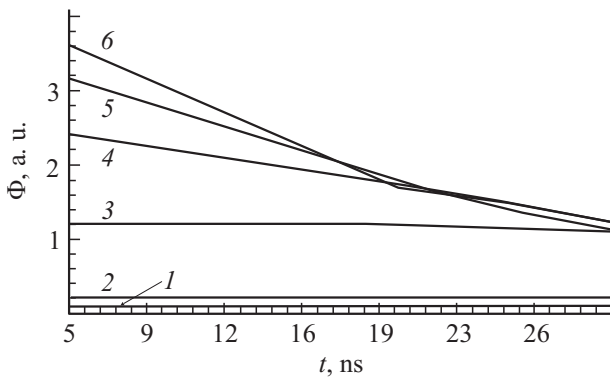


Рис. 6. Зависимости мгновенного нейтронного потока (в относительных единицах) от длительности импульса тока инжекции дейтронов; I_{in} : 1 — 0.5, 2 — 1, 3 — 5, 4 — 10, 5 — 15, 6 — 20 А.

высоковольтного импульса при постоянном во времени токе инжекции дейтронов.

На рис. 6 показаны расчетные зависимости мгновенного нейтронного потока, излучаемого ВНТ, от эмиссионного тока дейтронов и длительности импульса тока инжекции дейтронов при постоянном напряжении (100 кВ) на ускоряющем зазоре. В расчетах форма импульса тока инжекции предполагалась прямоугольной. Для этого случая также использовалась формула (3), в которой вместо параметра τ подставлялась длительность импульса тока инжекции дейтронов.

Расчет показал, что значение максимального полного мгновенного потока нейтронов может достигать величины $\sim 10^{14}$ нейтронов в секунду на реакции $T(d,n)^4He$. Из этих кривых видно, как и на рис. 2, проявление эффекта запирания при различных длительностях импульса ускоряющего напряжения. Начиная с тока 10 А и длительностях, больших 20 ns, происходит запираание диода объемным зарядом. При больших токах запираание происходит раньше.

Отдельно исследовались зависимости нейтронного потока от ускоряющего напряжения. При этом были установлены монотонный рост нейтронного потока с ростом напряжения и практически отсутствие влияния эмиссионных электронов на процесс генерации нейтронов.

3. Экспериментальное исследование действующих макетов генераторов коротких нейтронных импульсов

Экспериментально были исследованы две схемы генерации нейтронов. Первая из рассматриваемых схем (рис. 7) использовала высоковольтный импульсный трансформатор (ИТ) в сочетании с разрядником-обострителем, включенным последовательно с вакуумной УТ на базе ВДИД.

Общий вид излучателя представлен на рис. 8. Он включал в себя: высоковольтный ИТ, формирователь импульсов ускоряющего напряжения, ВНТ и схему запуска ионного источника. Все эти узлы размещались в цилиндрическом корпусе с размерами $\varnothing 110 \times 500$ mm. Изолятором служило трансформаторное масло. Коаксиальное расположение элементов и отсутствие соединительных проводников (все контакты осуществлялись рабочими поверхностями) обеспечивали минимальные величины паразитных элементов.

Величины емкостей (см. рис. 7) C_2 и C_3 в цепи разрядника-обострителя K_2 выбирались в пределах 50–100 pF, индуктивность L_2 — в пределах 0.5–2 μ H, а сопротивление R_2 — в пределах 300–2000 Ω . В качестве обострителя использовался разрядник высокого давления с напряжением срабатывания 40–60 кВ, временем коммутации $t_k = 3$ ns, коммутируемой энергией 0.5 J и рабочей частотой 100 Hz.

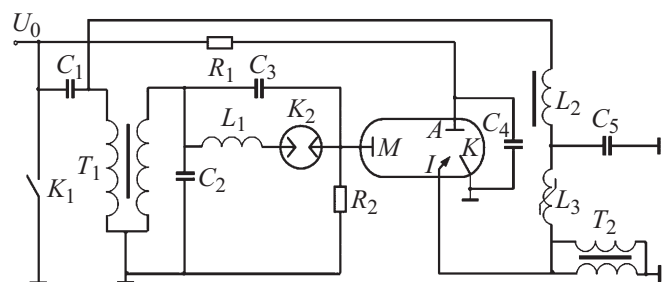


Рис. 7. Принципиальная электрическая схема экспериментального излучателя нейтронных импульсов наносекундного диапазона.

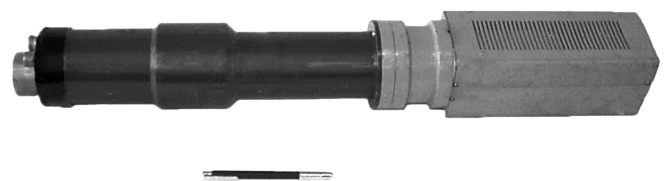


Рис. 8. Общий вид действующего макета малогабаритного генератора коротких нейтронных импульсов.

Формирование коротких нейтронных импульсов происходит следующим образом. Конденсаторы C_1 и C_4 заряжаются постоянным напряжением U_0 . При подаче управляющего импульса на электрод поджига коммутатора K_1 последний срабатывает и конденсатор C_1 разряжается на первичную обмотку высоковольтного ИТ — T_1 . На его вторичной обмотке формируется импульс высокого напряжения, который подается на схему формирования наносекундного импульса напряжения, включающую разрядник-обостритель K_2 . Сформированный высоковольтный импульс подается на ускоряющий зазор. Одновременно в цепи ВДИД (L_2, L_3, C_5, T_2) на электроде I формируется импульс поджига, запускающий ионный источник. При этом конденсатор C_4 разряжается через промежуток анод (А)—катод (К) ВДИД ВНТ. В плазме дугового разряда образуются дейтроны, которые ускоряются коротким высоковольтным импульсом напряжения к мишени (М). Генерация нейтронов осуществлялась на тритиевой мишени по ядерной реакции $T(d,n)^4He$. На рис. 9 представлены экспериментальные осциллограммы.

Нейтронные измерения осуществлялись методом протонов отдачи, образующихся в сцинтиляторе, а также методом активации. Длительность нейтронного импульса составляла примерно 40 ns на полувысоте. Нейтронный выход составил величину $\sim 1 \cdot 10^6$ за импульс при зарядном напряжении $U_0 = 5 \text{ kV}$ и емкости накопительного конденсатора $C_1 = 0.1 \mu\text{F}$. Полученные данные совпадают с результатами компьютерного моделирования.

Вторая рассмотренная схема генерации коротких нейтронных импульсов основана на возможности быстрого извлечения всех дейтронов из лазерной плазмы при подаче на ускоряющий зазор ВНТ с ЛИД импульса напряжения с большой амплитудой ($> 300 \text{ kV}$). Она

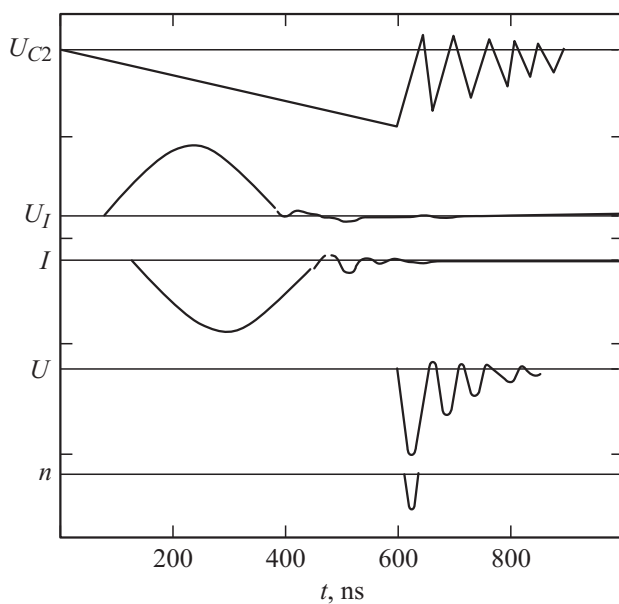


Рис. 9. Осциллограммы импульсов напряжения на емкости — U_{C2} , поджигающем электроде — U_i , тока через ВДИД — I , ускоряющего напряжения — U и нейтронного импульса — n .

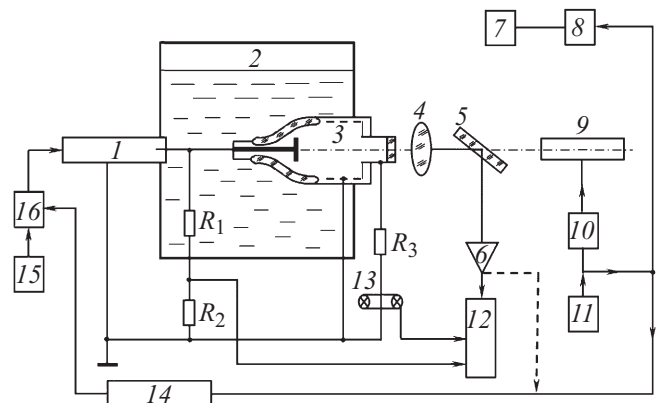


Рис. 10. Схема экспериментальной установки для испытания макета ИНГ на базе ВНТ с ЛИД и ГИН Аркадьева-Маркса.

была реализована в излучателе нейтронов, сочетающей УТ с ЛИД и ГИН по схеме генератора Аркадьева-Маркса, позволяющего получать импульсы высокого напряжения до 500 kV. Схема экспериментальной установки представлена на рис. 10 (1 — высоковольтный ГИН, 2 — кювета с изолирующей жидкостью, 3 — ВНТ, 4 — линза, 5 — светоразделительный элемент, 6 — коаксиальный фотоэлемент, 7, 8 — система регистрации нейтронов, 9 — импульсный лазер, 10 — ГИН лазера, 11 — блок управления лазера, 12 — осциллограф, 13 — пояс Роговского, 14 — линия с регулируемой задержкой, 15 — зарядный блок, 16 — блок запуска высоковольтного ГИН).

В эксперименте использовалась ВНТ с ЛИД, в котором плазма образовывалась под действием сфокусированного излучения импульсного лазера на иттрий-алюминиевом гранате. Ускоряющий импульс на диодном зазоре УТ формировался с помощью малогабаритного десятикаскадного ГИН Аркадьева-Маркса, размещенного в металлическом баростойком корпусе, внутренность которого была заполнена газом SF_6 под высоким давлением. Такой ГИН позволял формировать ускоряющий импульс с амплитудой $\approx 300 \text{ kV}$ и длительностью на полувысоте $\sim 100 \text{ ns}$. Радиальный размер ГИН не превышал 0.15 м. Энергия, запасаемая в емкостях ГИН, составляла примерно 1 J.

Рассматриваемая схема отличается от предыдущей тем, что в ней не используется разрядник-обостритель, а укорочение нейтронного импульса достигается быстрым извлечением дейтронов из плазмы, опережающих тяжелые ионы, за счет большой величины тока БЧЛ, обеспечиваемого высоким значением амплитуды ускоряющего импульса.

Генерация нейтронов осуществлялась на тритиевой мишени по ядерной реакции $T(d,n)^4He$.

При проведении нейтронных измерений использовался сцинтилляционный детектор, реализующий методику протонов отдачи. Параллельно эти нейтронные измерения контролировались «всесоволновым» детектором [1], что повышало надежность определения нейтронного выхода.

В проведенном эксперименте средний выход нейтронов за импульс достигал величины $\approx 2 \cdot 10^7$ при длительности импульса на полувысоте около 100 ns. Амплитуда ускоряющего импульса при этом не превышала 300 kV, а его длительность на полувысоте колебалась в пределах 150–180 ns.

В данном случае суммарная энергия, запасаемая в емкостных накопителях ГИН Аркадьева-Маркса и лазера, составляла примерно 50 J. Таким образом, цена нейтрона, генерируемого на экспериментальной установке, находилась на уровне $\approx 2.5 \cdot 10^{-6}$ J/n, что примерно на порядок выше, чем цена нейтрона, получаемая на излучателях нейтронов с ЛИД в микросекундном диапазоне [10].

Полученные экспериментальные данные позволяют сделать вывод о том, что при увеличении амплитуды ускоряющего импульса, жесткой синхронизации пуска лазера с поджигом ГИН, повышении стабильности последнего в частотном режиме и увеличении КПД лазера возможна реализация эксплуатационного прибора со средним нейтронным потоком в полный телесный угол $\sim 10^9$ n/s и длительностью импульса на полувысоте не более 100 ns. При этом цена нейтрона может достигать величин $\sim 10^{-7}$ J/n.

В описанных выше экспериментах по генерации коротких нейтронных импульсов, так же как и при компьютерном моделировании, показана необходимость более эффективного подавления электронов, эмитируемых нейтронообразующей мишенью для повышения ускоряющего напряжения и ионного тока. Здесь весьма перспективно использовать идею магнитной изоляции ускоряющего зазора трубки полем спиральной линии [11]. Эксперименты, проведенные с подобными диодными системами на разборном макете ВНТ, показали возможность генерации до 10^8 нейтронов в импульсе на реакции $D(d,n)^3\text{He}$.

Заключение

1. При генерации коротких нейтронных импульсов в ВНТ следует различать два режима формирования и ускорения дейтронных пакетов, когда временная протяженность пакета существенно превышает время пролета дейтрона в ускоряющем зазоре, и когда она меньше или соизмерима с пролетным временем. В последнем случае можно говорить о только частичном заполнении ускоряющего зазора объемным зарядом.

2. Для первого режима компьютерное моделирование показало, что нейтронный выход и длительность нейтронного импульса существенно уменьшаются с ростом тока эмиссии электронов с катода диодной системы ВНТ.

3. Для второго режима в результате компьютерного моделирования установлено, что собственное кулоновское поле дейтронов соизмеримо с внешним ускоряющим полем и оказывает существенное влияние на формирование и ускорение дейтронных пакетов, осуществляя торможение дейтронов в области анода, расплывание потока дейтронов в поперечном направлении и его энергетического спектра.

4. Результаты экспериментального исследования генерации коротких нейтронных импульсов в ВНТ в части измерений нейтронного выхода совпадают по порядку величин с результатами компьютерного моделирования.

5. Энергетическая цена нейтронов, генерируемых в рассматриваемых устройствах, на порядок и более может превышать цену нейтронов, генерируемых в ВНТ в микросекундном диапазоне нейтронных длительностей.

6. Ограничение снизу на длительность нейтронного импульса возникает за счет конечного времени пролета плазмы от места ее образования до ускоряющего зазора.

7. Полученные данные измерений нейтронного выхода в экспериментальных ИНГ говорят о том, что даже на рассмотренном уровне исследованные схемы генерации нейтронов в принципе удовлетворяют требованиям по нейтронному потоку и длительностям импульса, предъявляемым методиками дистанционного контроля, упомянутыми во введении.

Список литературы

- [1] Богданович Б.Ю., Нестерович А.В., Шиканов А.Е., Воргушин М.Ф., Свистунов Ю.А. Дистанционный радиационный контроль с линейными ускорителями. Т. 2. Комплексы радиационного контроля. М.: Машиностроение, 2012. 284 с.
- [2] Shea P., Gozani T., Bozoregmanesh H. // Nucl. Instrum. Meth. A. 1990. Vol. 229. P. 444–448.
- [3] Svistunov Yu.A., Gavrish Yu.N., Vorogushin M.F. et al. // Proc. the XX International Linac Conference. Monterey, USA, 2000. P. 639–641.
- [4] Ананьин О.Б., Афанасьев Ю.В., Быковский Ю.А., Крохин О.Н. Лазерная плазма. Физика и применение. М.: МИФИ, 2003. 400 с.
- [5] Боголюбов Е.П., Кошелев А.П., Микеров В.И. // Ядерная физика и инжиниринг. 2010. Т. 1. № 4. С. 319–325.
- [6] Ращиков В.И. // ВАНТ. Сер. ядерно-физические исследования. 1990. Вып. 10(18). С. 50–53.
- [7] Каретников М.Д., Мелешко Е.А., Яковлев Г.В. // Сб. материалов межотраслевой научно-технической конференции „Портативные генераторы нейтронов и технологии на их основе,, М.: ВНИИА, 2003. С. 110–116.
- [8] Диденко А.Н., Ращиков В.И., Рыжков В.И., Шиканов А.Е. // Письма в ЖТФ. 2011. Т. 37. Вып. 21. С. 70–75.
- [9] Богданович Б.Ю., Нестерович А.В., Шиканов А.Е., Воргушин М.Ф., Свистунов Ю.А. Дистанционный радиационный контроль с линейными ускорителями. Т. 1. Линейные ускорители для генерации тормозного излучения и нейтронов. М.: Энергоатомиздат, 2009. 272 с.
- [10] Вергун И.И., Козловский К.И., Козырев Ю.П., Цыбин А.С., Шиканов А.Е. // ЖТФ. 1979. Т. 49. № 5. С. 2003–2006.
- [11] Козловский К.И., Пономарев Д.Д., Рыжков В.И., Цыбин А.С., Шиканов А.Е. // Атомная энергия. 2012. Т. 112. Вып. 3. С. 182–184.